

ПРАВИТЕЛЬСТВО РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ  
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»  
(СПбГУ)

Кафедра фотоники  
Направление «Физика»



Спектроскопия шумов вторичного свечения  
полупроводникового микрорезонатора

Магистерская диссертация студента

\_\_\_\_\_ **Беляева Леонида Юрьевича**

Научный руководитель:

\_\_\_\_\_ д.ф.-м.н., в.н.с. **Запасский В. С.**

Рецензент:

\_\_\_\_\_ м.н.с. **Смирнов Д. С.**

Санкт-Петербург  
2017

## Оглавление

<b>Введение</b>	<b>2</b>
<b>1 Литературный обзор</b>	<b>4</b>
<b>2 Теоретический раздел</b>	<b>9</b>
2.1 Спектроскопия спиновых шумов . . . . .	9
2.2 Образование экситон-поляритонного конденсата в микрорезонаторе . . . . .	11
2.3 Выводы . . . . .	16
<b>3 Исследование экситон-поляритонного свечения полупроводникового микрорезонатора</b>	<b>17</b>
3.1 Описание образца . . . . .	17
3.2 Исследование спектров отражения от образца . . . . .	18
3.2.1 Измерение спектра отражения при нормальном падении . . . . .	19
3.2.2 Измерение спектра отражения при угле падения 45 градусов . . . . .	20
3.2.3 Исследование фотолюминесценции . . . . .	21
3.3 Выводы . . . . .	23
<b>4 Факторы, определяющие уширение линий спектра спиновых шумов</b>	<b>24</b>
4.1 Измерение времени продольной релаксации электронов в n:GaAs . . . . .	24
4.1.1 Исследуемые образцы и экспериментальная установка . . . . .	24
4.1.2 Экспериментальные результаты и их обсуждение . . . . .	26
4.2 Исследование влияния доплеровского уширения оптической линии цезия на ширину спектра спиновых шумов. . . . .	27
4.2.1 Исследуемая система и экспериментальная установка . . . . .	27
4.2.2 Экспериментальные результаты и их обсуждение . . . . .	29
4.3 Выводы: . . . . .	31
<b>Заключение</b>	<b>32</b>
<b>Литература</b>	<b>33</b>

## Введение

В свое время Гордон Мур, бывший специалист компании Intel, изложил эмпирический закон, который постулирует двукратный рост количества транзисторов на кристалле единичной площади раз в 18 месяцев. Следствием данного утверждения стало увеличение производительности в 3500 раз. Закон Мура был истин на протяжении полувека, однако несколько лет назад он подошел к своему пределу, связанным с тем что при дальнейшем уменьшении транзисторов в ход вступают квантовые эффекты. Именно поэтому в последнее время ведутся активные исследования на тему перевода логической базы на иные физические принципы. В частности рассматривается вариант реализации вычислительных процессов, основанных на управлении спиновыми состояниями носителей заряда [1].

Перспективность практического использования спинов электронов и ядер в качестве реализации кубита обуславливает высокий исследовательский интерес к изучению спиновых явлений в полупроводниковых и атомных системах. Одной из экспериментальных методик исследования динамики спиновых систем в состоянии термодинамического равновесия является спектроскопия спиновых шумов (ССШ). Главным достоинством данного метода является его принципиально невозмущающий характер: зондирование среды происходит в области прозрачности, реальных оптических переходов не возникает. Несмотря на значительный рост работ, посвященных применению ССШ к изучению различных эффектов и явлений, некоторые из теоретически предсказанных возможностей метода реализованы не в полной мере. Например, применение техники к излучению экситон-поляритонного конденсата в микрорезонаторах. Изучение свойств (в том числе шумовых) данной системы представляет особый интерес ввиду возможности использования экситон-поляритонов для получения Бозе-Эйнштейновский конденсата при высоких (вплоть до комнатных) температур. Кроме того, не все особенности и возможности самой техники ССШ изучены. Поэтому, для дальнейшего развития ССШ в качестве уникального экспериментального инструмента для исследований, важно понимание механизмов формирования шумового сигнала. В частности процессы уширения спектра спиновых шумов.

Целью настоящей работы было экспериментальное исследование свойств шумов интенсивности и поляризации излучения экситон-поляритонного конденсата в микрорезонаторе, а также изучение факторов, влияющих на ширину спектра спиновых шумов на модельной системе—парах щелочного металла цезия. Особенное внимание при этом было уделено механизмам уширения флуктуационного резонанса внутри оптической линии поглощения. Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

- 1) Характеризация полупроводникового микрорезонатора с набором из двенадцати квантовых ям  $GaAs/Al_{0.3}GaAs$  с помощью спектроскопии отражения и фотолюминесценции с целью определения наиболее подходящих параметров для образования режима поляритонного

лазера. Исследование шумов поляризации и интенсивности свечения экситон-поляритонного конденсата.

2) а) Изучение времени продольной и поперечной релаксации электронов в слое n-GaAs, помещенном в полупроводниковый микрорезонатор, и исследование поведения данных времен с ростом температуры.

б) Изучение влияния доплеровского уширения на ширину шумового спектра паров цезия в буферном газе при давлении 1 торр вблизи и внутри линии атомного перехода  $D_2$ .

Автор принимал непосредственное участие в проведении исследований. Совместно с И. И. Рыжовым и М. Ю. Петровым и при активном участии автора были получены экспериментальные данные, представленные в работе. Непосредственно автор проводил обработку и анализ всех данных.

Данная работа состоит из введения, четырех глав и заключения. Во введении обоснована актуальность исследования и сформулирована цель работы. Первая глава посвящена литературному обзору. Во второй главе представлен теоретический обзор проблем и моделей, связанных с тематикой исследования. В третьей главе описан эксперимент по исследованию свечения экситон-поляритонного конденсата в микрорезонаторе. Четвертая глава посвящена изучению различных механизмов, влияющих на уширение шумового спектра полупроводниковых и атомных систем. В заключительной части представлены основные выводы работы.

## Литературный обзор

Шумы и флуктуации сопровождают любой реальный физический процесс. Это могут быть шумы фундаментальные, связанные с дискретностью заряда электрона, соотношением неопределенностей и т.д., или шумы сугубо технические, связанные, например, с несовершенством технологии изготовления прибора. Обычно экспериментаторы стремятся подавить подобные шумы и спонтанные флуктуации, так как они мешают регистрировать полезные сигналы малой интенсивности. Однако не все шумы в экспериментальных измерениях являются нежелательными. Некоторые источники шума содержат в себе ценную информацию о самой системе. Ярким примером являются спонтанные флуктуации напряжения на контактах проводника (шумы Джонсона), которые непосредственно связаны с хаотическим тепловым движением носителей заряда [2]. Еще одной приметной иллюстрацией подобных явлений являются случайные отклонения намагниченности реальной спиновой системы, находящейся в постоянном хаотическом движении, от своего среднего значения. Согласно флуктуационно-диссипационной теореме [3] шумы данной системы, расположенной в магнитном поле, должны обнаруживать пик на частоте магнитного резонанса.

Исторически первым исследованием спектра шумов света была работа Форрестера [4] по гетеродинамизации света. В этой работе в спектре фототока приемника, освещаемого двумя спектрально близкими линиями ртути, был обнаружен максимум на частоте биений между этими линиями [5]. Работа преследовала чисто демонстрационные цели: шумовой максимум был едва отделен от фона «белого» дробового шума. Однако с изобретением лазерных источников стало возможным использовать гораздо более высокие интенсивности излучения. В результате спектральная плотность мощности модуляций интенсивности света на частотах биений оказывается превосходящей уровень дробовых шумов во много раз. Таким образом спектроскопия шумов интенсивности света приобрела вполне реальную практическую ценность.

Возможность же регистрации магнитного резонанса в спектре спонтанных флуктуаций была теоретически предсказана еще в 1946 году Ф. Блохом в работе [6]. Было показано, что макроскопический магнитный момент  $N$  ядер атомов будет испытывать флуктуации, величина которых пропорциональна  $\sqrt{N}$ . Однако экспериментально, применительно к атомным ядрам, эта идея было воплощена только в 1985 году Т. Слитором в работе [7]. Тогда был зарегистрирован квадрупольный резонанс ядер хлора, охлажденных до температуры жидкого гелия, в джонсоновских шумах с использованием СКВИД-магнитометра. Применительно к электронной системе, первым трудом по регистрации магнитного резонанса в спектре спонтанных флуктуаций можно считать работу 1981 г. [8] Е. Б. Александрова и В. С. Запасского. Авторы впервые продемонстрировали возможность регистрации парамагнитного резонанса в

шумах фарадеевского вращения плоскости поляризации света, прошедшего через пары щелочного металла. Стоит также отметить работы Т. Мицуи [10] 2000 года, магнитный резонанс регистрировался в шумах магнитного циркулярного дихроизма, и С. А. Крукера [9] 2004 года, когда был детально исследован спиновой шум атомов рубидия и калия-41.

Впоследствии спектроскопия спиновых шумов была применена для исследования полупроводниковых структур. Так группой М. Острайха в 2005 году в работе [12] был исследован объемный образец *n*-легированного GaAs. Эксперимент был сопряжен с рядом трудностей: авторы тратили порядка нескольких часов для накопления одного спектра. Такое долгое время накопления обуславливалось несколькими причинами. Во-первых, оптические резонансы в полупроводниках характеризуются значительно меньшей добротностью, нежели пары щелочных металлов. Во-вторых, в работе был использован сканирующий спектроанализатор, что являлось существенным техническим недостатком. Впоследствии появились цифровые спектроанализаторы, выполняющие быстрое преобразование Фурье. Применение подобных устройств позволило на 2-3 порядка сократить время накопления спектров [13]. Данный факт превратил спектроскопию спиновых шумов в мощный инструмент исследования полупроводниковых структур. В результате появился целый ряд работ, посвященных данной тематике. Среди них стоит выделить выполненное группой М. Острайха исследование динамики электронов в образце со множественными квантовыми ямами [14], а также работу групп С. А. Крукера и А. П. Грейлиха [15], где впервые был зарегистрирован шумовой спектр дырок в самоорганизованных квантовых точках InGaAs/GaAs. Помимо этого спектроскопия спиновых шумов была успешно использована для изучения локальных магнитных полей в полупроводниковых наноструктурах [16], исследования ядерной спиновой системы [17–19] и однородной ширины резонансов в неоднородно уширенных системах [20,21].

Расширением понятия спектроскопии спиновых шумов является применение метода к исследованиям света, излученного неравновесной системой, например Бозе -Эйнштейновским конденсатом (БЭК) экситон-поляритонов в микрорезонаторе. Впервые тенденция бозонов к неограниченному накоплению в нижайшем по энергии квантовом состоянии была предсказана А. Эйнштейном [22] на основании работы Ш. Бозе [23]. Однако первые проявления БЭК слабо взаимодействующих бозонов были открыты лишь в 1995 в разреженных газах щелочных металлов [24]. В 2001 году это открытие было удостоено Нобелевской премии. В последние годы достигнуты значительные успехи в получении БЭК атомов [25]. Тем не менее необходимость поддержания сверхнизких температур накладывает определенные ограничения на возможность практического использования БЭК.

Возможным путем решения данной проблемы является использование квазиконденсации двумерного бозе-газа экситон-поляритонов [26, 27]. Поляритон является квазичастицей и представляет собой квантовую суперпозицию электромагнитного (фотонного) и поляриза-

ционного (экситонного) возбуждения. Концепция экситонных поляритонов была введена в физику твердого тела в пионерских работах С. И. Пекара [28] и Д. Хопфилда [29]. При не слишком высоких плотностях экситон-поляритоны с большой точностью являются так называемыми композитными бозонами, то есть бозоноподобной квазичастицей, образованной парой фермионов. Вблизи  $k_{||} = 0$  (проекция волнового вектора света на плоскость структуры) закон дисперсии поляритона определяется в основном законом дисперсии фотона в микрорезонаторе. Благодаря этому поляритон обладает малой эффективной массой (на четыре порядка меньше чем экситон), которая определяется параметрами микрорезонатора. Так как температура перехода в состояние БЭК обратно пропорциональна эффективной массе, то для ансамбля экситон-поляритонов она может достигать комнатных температур. Более того, за счет пространственного ограничения движения двухмерных экситон-поляритонов в микрорезонаторах и их накоплении на искусственных или естественных неоднородностях, удается избежать проблем, типичных для неограниченной двухмерной структуры, из-за которых становится невозможным образования БЭК в подобных системах [30]. Этими проблемами являются расходимость заполнения в  $k = 0$  в условиях постоянной плотности состояний и квантовые флуктуации в бозе-газе, которые расходятся логарифмически с ростом системы [31].

В 1992 году в работе [32] было показано, что из-за очень сильного коллективного дипольного взаимодействия экситона в квантовой яме и фотона в микрорезонаторе, даже при низком Q-факторе структуры, планарный микрорезонатор характеризуется появлением верхней и нижней поляритонной ветвей. А. Имамоглу в [33] теоретически показал, что метастабильное состояние нижней поляритонной ветви при  $k_{||} = 0$  может быть рассмотрено как идеальный кандидат БЭК в твердых телах. Предсказывалось что в подобной системе должен наблюдаться режим поляритонного лазера, когда происходит спонтанное излучение, близкое по своим свойствам с лазерным, однако в отсутствии инверсии населенностей. Несколько месяцев спустя А. Имамоглу совместно с группой Й. Ямамото [34] впервые экспериментально наблюдали поляритонный лазер. Данный факт породил целый ряд работ по изучению различных свойств экситон-поляритонного лазера [35–39]. Особенно стоит отметить работу 2006 года [40], где впервые экспериментально наблюдался БЭК экситон-поляритонов (см рис. 1.1(b)). Не менее важная работа П. Саввидиса и его коллег [41] в которой было показано, что экситон-поляритоны ведут себя как композитные бозоны вплоть до высоких плотностей. Лазерный луч был направлен под определенным углом, который соответствовал такому волновому вектору в плоскости  $k$ , что выполнялось условие:  $2E(k) = E(0) + E(2k)$ , где  $E(k)$  — дисперсионная зависимость нижней ветви экситонных поляритонов. Если такое условие соблюдено, два поляритона из точки  $k$  могут рассеяться в точки  $k = 0$  и  $2k$  с сохранением энергии и импульса. Однако для того чтобы наблюдалось свечение из основного состояния  $k = 0$  пришлось дополнительно светить лучом небольшой интенсивности в состояние  $k = 0$ . В данном случае авторы использовали явление бозонной стимуляции. Суть ее в том что бозон тем вероятнее

попадает в определенное состояние, чем больше бозонов находилось в этом состоянии изначально. Таким образом увеличив число поляритонов в основном состоянии дополнительной засветкой, удалось добиться того, что новые поляритоны стали быстрее терять энергию и переходить в состояние  $k = 0$ . Это произошло потому, что рассеяние поляритонов из состояния  $k$  пошло во много раз быстрее, когда конечное состояние ( $k = 0$ ) было заселено поляритонами.

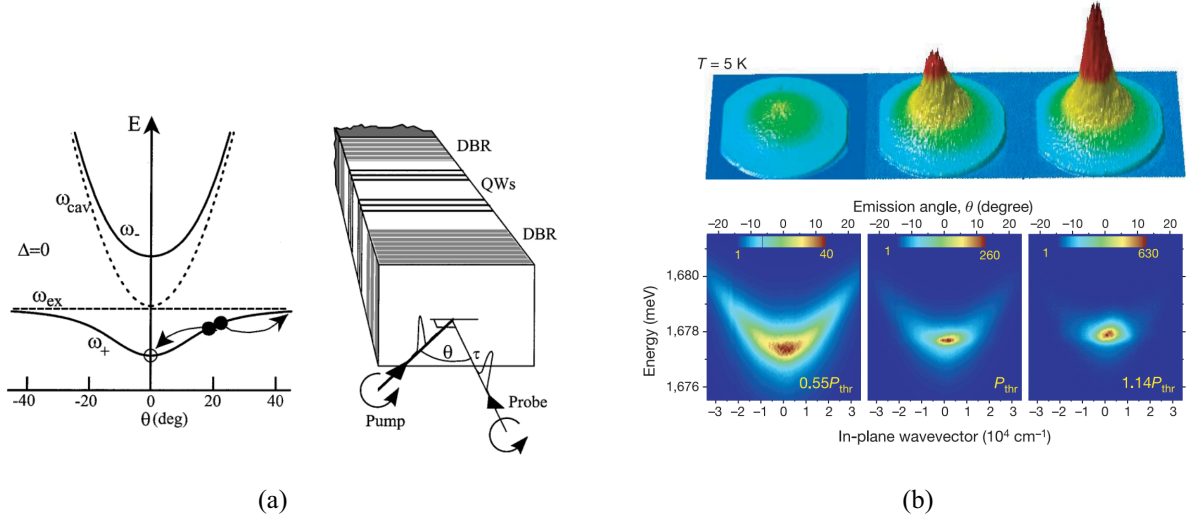


Рис. 1.1: (а) Эксперимент П. Саввидиса [41]. На правом графике представлена дисперсия поляритона в зависимости от угла падения излучения на образец  $\Theta$  при нулевой отстройке  $\Delta = 0$ . Пунктирной линией показаны энергии экситона  $w_{ex}$  и фотона в микрорезонаторе  $w_{cav}$ . Энергия верхней и нижней поляритонных веток соответственно  $w_-$  и  $w_+$ . Показано что поляритоны  $\circ$ , созданные probe (зондирующим излучением), стимулируют рассеяние поляритонов  $\bullet$ , созданных pump (накачкой), в состояние  $k = 0$ . В левой части правой картинки представлена структура исследуемого образца и геометрия эксперимента. Зондирование (probe) происходит под нормалью с временной задержкой  $\tau$ , тогда как накачка (pump) производится под углом  $\Theta$ ; (б) Изучение поляритонной моды при трех значениях плотности фотовозбуждения ( $0.55 P_{thr}$ ,  $P_{thr}$  и  $1.14 P_{thr}$ , где  $P_{thr} = 1.67 \text{ kW/cm}^2$ ) [40]. На нижнем рисунке изображена зависимость энергии от проекции волнового вектора на плоскость структуры при различных углах накачки образца  $\Theta$ . На верхней картинке показаны аналогичные зависимости в виде 3D-изображения. Видно что при повышении плотности фотовозбуждения и увеличении числа поляритонов в системе пороговым образом образуется макрозаполненное состояние.

В связи с быстрым ростом исследовательского интереса к поляритонному лазеру, любопытным представляется изучить свойства спонтанного излучения экситон-поляритонного конденсата методом спектроскопии спиновых шумов. Так М. М. Глазовым в работе [42] была разработана теория поляризационных и интенсивностных флуктуаций свечения структуры полупроводникового микрорезонатора в условиях нерезонансной деполяризованной накачки. В частности было показано, что соответствующий поляризационный шум чувствителен к



временам рассеяния в системе, заселенности нижнего уровня, статистике поляритонов и их взаимодействиям. Также было теоретически предсказано что спектр поляризационного шума должен радикально сужаться в режиме поляритонного лазера за счет образования поляритонного конденсата.

В работе [43] были впервые экспериментально зарегистрированы шумы поляритонного лазера. В эксперименте была использована нерезонансная накачка непрерывным лазером. Авторами было показано что шумы интенсивности и поляризации зависят от мощности накачки различным образом. В отличие от монотонного роста шумов интенсивности, поляризационные шумы вели себя немонотонным образом. При определенных мощностях накачки было обнаружено резкое повышение уровня шумов (в сравнении с интенсивностными). При последующем повышении уровня накачки наблюдалось их уменьшение. Такое различное поведение шумов интенсивности и поляризации было приписано эффекту бозонной стимуляции в спин-зависимом рассеянии поляритонов в конденсате.

Как видно из вышесказанного, спектроскопия спиновых шумов показала себя как мощный инструмент для изучения спиновых систем. Возможность проведения невозмущающих измерений открывает новые грани в исследованиях полупроводников и паров щелочных металлов. Однако не все особенности техники ССШ изучены, и не все теоретически предсказанные возможности реализованы на практике. Некоторые из подобных задач легли в основу настоящей работы. Например, применение метода к излучению экситон-поляритонного конденсата в микрорезонаторах. Кроме того, в рамках данной работы были изучены механизмы, влияющие на уширение спектра спиновых шумов в полупроводниковых (p-легированный слой GaAs, помещенный в микрорезонатор) и атомных (пары цезия в буферном газе при давлении 1 торр) системах.

## Теоретический раздел

В этой главе представлен краткий теоретический обзор методов и основных физических явлений, лежащих в основе спектроскопии спиновых шумов. Кроме того рассмотрено понятие Бозе-Эйнштейновского конденсата, экситон-поляритона и поляритонного лазера.

### 2.1 Спектроскопия спиновых шумов

Спектроскопия спиновых шумов - оптический метод исследования магнитооптических эффектов, в первую очередь - парамагнитного резонанса. В основе метода лежат несколько фундаментальных физических явлений и принципов, определяющих статистические свойства ансамблей частиц и спектральные характеристики флуктуаций подобных систем. Рассмотрим реальную спиновую систему, состоящую из конечного числа спинов в состоянии термодинамического равновесия. Известно что общая намагниченность такой системы в каждый момент времени случайно отклоняется от своего среднего значения. Спектр таких случайных флуктуаций и их времена корреляции напрямую связаны с параметрами движения системы. Согласно флуктуационно-диссипационной теореме [3] отклик системы на малое воздействие имеет ту же природу что и отклик на спонтанные флуктуации. Поэтому если исследуемую систему спинов поместить в магнитное поле, то спектр ее спонтанных флуктуаций должен обнаруживать пик на частоте магнитного резонанса.

Существует несколько экспериментальных оптических методик, позволяющих регистрировать намагниченность исследуемой системы. В частности для данных целей используется эффект Ханле, двойной радиооптический резонанс и эффект Фарадея [44]. Суть последнего заключается в повороте плоскости поляризации линейно поляризованного света при прохождении через оптически неактивное вещество, помещенное в магнитное поле [45]. Известно что линейно поляризованный свет можно представить как суперпозицию двух право- и левоциркулярных поляризаций. Во внешнем магнитном поле показатели преломления для данных двух поляризаций становятся различными, из-за чего при прохождении через среду право- и левоциркулярно поляризованные компоненты распространяются с разными фазовыми скоростями. В результате наблюдается разность хода между двумя составляющими, которая зависит от оптической длины пути. В итоге при прохождении через среду плоскость поляризации испытывает поворот на определенный угол. С помощью эксперимента накачка-зондирование становится возможным регистрировать намагниченность среды по повороту плоскости поляризации прошедшего света. Флуктуации намагниченности, в свою очередь, будут приводить к флуктуациям фарадеевского вращения, которые и детектируются в спектроскопии спиновых шумов.

В соответствии с соотношениями Крамерса-Кронига [46] эффект Фарадея будет наблюдаться даже в той спектральной области, где поглощение света пренебрежимо мало. При этом можно говорить о невозмущающем наблюдении магнитного состояния среды. В случае если наблюдается эффект Фарадея в прозрачном парамагнетике, помещенном в магнитное поле, плоскость поляризации прошедшего через среду света испытывает шумовые колебания на частоте магнитного резонанса - поляризационные шумы. На выходе из среды свет становится промодулированным на частоте магнитного резонанса. Б.М. Горбовицкий и В.И. Перель в своей статье [47] показали, что возникновения поляризационных шумов прошедшего через парамагнитную среду света может быть рассмотрено как результат интерференции между прошедшей волной и волной неупруго рассеянной на флуктуациях намагниченности среды. Указанная неупругость характера рассеяния, однако, пренебрежимо мала, поскольку частота рассеянного света отличается от частоты падающего света на величину порядка частоты парамагнитного резонанса, которая много меньше частоты оптического кванта. Таким образом спектроскопия спиновых шумов может считаться невозмущающей в том смысле, что в процессах переворота электронного спина отсутствует энергетическая избирательность.

В большинстве случаев в спектроскопии спиновых шумов эксперименты проводятся в геометрии Фохта, когда внешнее магнитное поле направленно перпендикулярно направлению распространения света. В этом случае регистрируются флуктуации поперечной компоненты намагниченности, а сама намагниченность будет прецессировать вокруг направления внешнего магнитного поля [48]. В результате пик в спектре шумов фарадеевского вращения оказывается смещенным от нулевых частот на частоту ларморовской прецессии. Ширина спектра определяется временем  $T_2$  фазовой релаксации намагниченности. Выделяют две причины фазовой релаксации: разброс прецессии отдельных частиц, такой механизм называют обратимой фазовой релаксацией, и потеря фазы прецессии в результате взаимодействия с другими частицами, необратимая фазовая релаксация. В случае же геометрии Фарадея, когда направление внешнего магнитного поля и направление распространения света совпадают, будет регистрироваться продольная компонента намагниченности. Ширина спектра определяется временем  $T_1$  продольной релаксации намагниченности, которое описывает процесс перераспределения избытка энергии по доступным степеням свободы, при приложении к полностью размагниченному парамагнетiku внешнего магнитного поля. Пик шумов фарадеевского вращения центрирован в нуле, где также локализованы шумы электроники, что сильно затрудняет процесс детектирования полезного сигнала. Однако несмотря на техническую сложность проведения эксперимента, детектирование шумов на нулевой частоте позволяет работать с системами в отсутствии магнитного расщепления.

Стоит отметить одну деталь, которая существенно отличает спектроскопию спиновых шумов от обычной оптической спектроскопии. В обычной спектроскопии процедура спектраль-

ного разложения светового поля предшествует измерению мощности света. В спектроскопии шумов, напротив, интенсивность света сначала преобразуется в фототок и только после этого анализируется спектр полученного фототока. В этом случае спектр мощности сигнала не будет в явной форме содержать информацию о свойствах электромагнитного поля на оптических частотах. Регистрируемый спектр будет содержать информацию о малых расщеплениях оптического спектра, что позволяет назвать ССШ спектроскопией сверхвысокого разрешения. Благодаря этому с помощью спектроскопии спиновых шумов можно получить информацию о системе, которая не доступна при использовании классической спектроскопии. Например, спектр шумов промодулированного по интенсивности света обнаружит ярко выраженный пик на частоте модуляции, в то время как оптический спектр будет неотличим от немодулированного сигнала. Более того, спектроскопия спиновых шумов позволяет регистрировать расщепление оптически широкой спектральной линии в очень малых полях (несколько гаусс). Возможно также изучение динамики систем, в которых вообще нет магнитного расщепления, за счет того что шумовой сигнал при этом остается.

Таким образом, спектроскопия спиновых шумов является уникальной техникой исследования магнитооптических свойств. Благодаря исключительным особенностям данной методики становится возможным проводить оригинальные исследования. В частности, в разделе 4 представлено изучение доплеровского уширения оптической линии цезия.

## **2.2 Образование экситон-поляритонного конденсата в микрорезонаторе**

Основной целью настоящей работы являлась задача исследования поляризационных и интенсивностных шумов свечения экситон-поляритонов в полупроводниковом микрорезонаторе. Прежде чем говорить о свойствах данного излучения, рассмотрим, что из себя представляют экситон-поляритоны в квантовых ямах, помещенных в микрорезонатор. Как уже упоминалось ранее, поляритон является квазичастицей и представляет собой квантовую суперпозицию электромагнитного (фотонного) и поляризационного (экситонного) возбуждения. Поляритон, так же как и экситон, представляет собой композитный бозон. Известно, что подобные частицы в условиях термодинамического равновесия и при определенных температурах ниже критической могут неограниченно заполнять основное квантовое состояние с нулевым импульсом. В данных условиях происходит минимизация свободной энергии ансамбля частиц, в результате образуется коллективное состояние, носящее название Бозе-Эйнштейновского конденсата (БЭК) [49]. Возникающее квантовое состояние оказывается устойчивым. В итоге ансамбль атомов может быть описан общей волновой функцией, соответствующей когерентному состоянию [50].

Как уже было сказано ранее, одним из кандидатов на получение БЭК является использова-

ние квазиконденсации двухмерного бозе-газа экситон-поляритонов в микрорезонаторе. Микрорезонатор является системой, состоящей из двух брэгговских зеркал, разделенных между собой активной средой (см рис. 2.1(a)). Для того чтобы локализовать экситоны, в активный слой помещают одну или несколько квантовых ям. Если квантовая яма располагается в пучности стоячей электромагнитной волны в достаточно добротном микрорезонаторе и, если энергия двухмерного экситона совпадает с энергией фотонной моды микрорезонатора при  $k = 0$ , то в таких условиях экситонное и фотонное состояния сильно взаимодействуют друг с другом в области световых волновых векторов [32]. В итоге происходит квантовомеханическое смешивание фотонного и экситонного состояний и возникает два собственных одночастичных состояния (верхняя и нижняя поляритонные ветви), каждое из которых является линейной комбинацией поперечных фотонных и поляризационных экситонных мод.

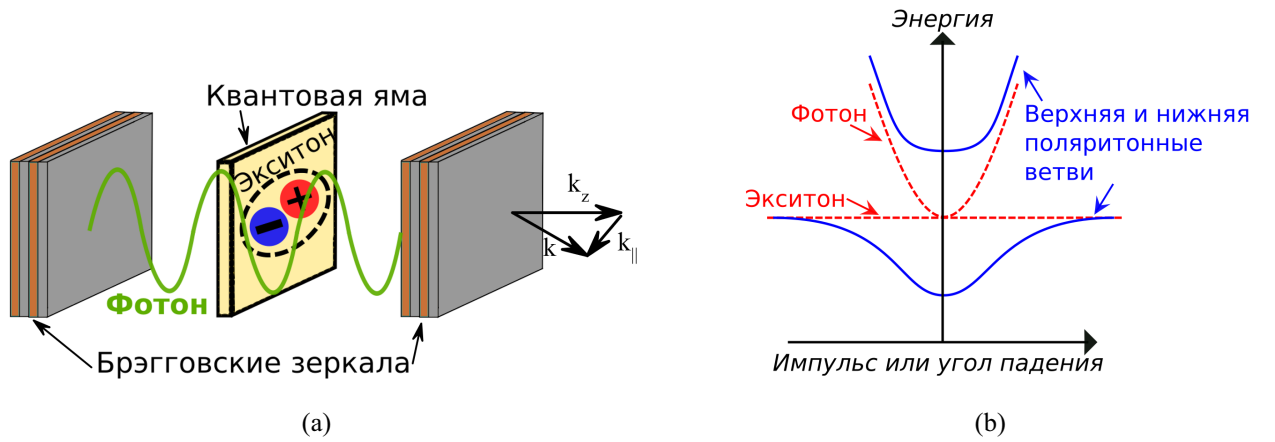


Рис. 2.1: Схематические изображения структуры микрорезонатора с квантовой ямой (QW) и дисперсия экситон-поляритонов (a) микрорезонатор, образованный брэгговскими зеркалами, представляющими собой чередующиеся полупроводниковые гетерослоя  $\lambda/4$ , различающиеся показателем преломления. Одна или несколько квантовых ям располагается внутри микрорезонатора в области пучности стоячей световой волны.; (b) дисперсия экситон-поляритона. Штриховой линией показаны энергии экситона и фотона в микрорезонаторе. Сплошными линиями показаны энергии верхней и нижней поляритонных веток.

В  $k = 0$  верхняя и нижняя поляритонная ветвь расщеплены на величину названную расщеплением Раби:

$$\Omega_R = e\langle|r|\rangle E/\hbar. \quad (2.1)$$

При этом вероятность обнаружить поляритон в чисто экситонном или чисто фотонном состояниях осциллирует с периодом Раби-осцилляций [51]. Поляритонные эффекты становятся существенными в случаях, когда частота Раби сильно превышает время рассеяния экситона в среде и время жизни фотонной моды. На практике такие условия реализуются в микрорезонаторах с высокой добротностью.

Теоретическое описание механизма формирования БЭК поляритонов представлено в работе Й. Ямамото [31] и приводится здесь в сокращенном виде. Используя приближение вра-

щающейся волны, система взаимодействующих экситонов и фотонов может быть описана с помощью гамильтониана вида:

$$\hat{H}_{pol} = \sum E_{cav}(k_{||}, k_c) \hat{a}_{k_{||}}^+ \hat{a}_{k_{||}} + \sum E_{exc}(k_{||}) \hat{b}_{k_{||}}^+ \hat{b}_{k_{||}} + \sum \Omega_R (\hat{a}_{k_{||}}^+ \hat{b}_{k_{||}} + \hat{b}_{k_{||}}^+ \hat{a}_{k_{||}}). \quad (2.2)$$

где  $\hat{a}_{k_{||}}^+$  - оператор рождения фотона,

$k_c$  - продольное волновое число,

$\hat{b}_{k_{||}}^+$  - оператор рождения экситона  $k_{||}$ ,

$\Omega_R$  - частота Раби.

Данный гамильтониан можно диагонализировать, вводя новые операторы:

$$\hat{P}_{k_{||}} = X_{k_{||}} \hat{b}_{k_{||}} + C_{k_{||}} \hat{a}_{k_{||}}. \quad (2.3)$$

$$\hat{Q}_{k_{||}} = -C_{k_{||}} \hat{b}_{k_{||}} + X_{k_{||}} \hat{a}_{k_{||}}. \quad (2.4)$$

Тогда гамильтониан приобретает следующий вид:

$$\hat{H}_{pol} = \sum E_{LP}(k_{||}) \hat{P}_{k_{||}}^+ \hat{P}_{k_{||}} + \sum E_{UP}(k_{||}) \hat{Q}_{k_{||}}^+ \hat{Q}_{k_{||}}. \quad (2.5)$$

Экситонные и фотонные части представлены квадратами коэффициентов  $X_{k_{||}}$  и  $C_{k_{||}}$ , которые называются коэффициентами Хопфилда, и связаны между собой соотношением:

$$|X_{k_{||}}|^2 + |C_{k_{||}}|^2 = 1. \quad (2.6)$$

Коэффициенты Хопфилда также можно записать в виде:

$$|X_{k_{||}}|^2 = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{\delta(k_{||})}{\sqrt{\delta(k_{||})^2 + 4\hbar^2 \Omega_R^2}} \right). \quad (2.7)$$

$$|C_{k_{||}}|^2 = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{\delta(k_{||})}{\sqrt{\delta(k_{||})^2 + 4\hbar^2 \Omega_R^2}} \right). \quad (2.8)$$

Величина  $\delta(k_{||}) = E_{cav}(k_{||}) - E_{exc}(k_{||}, k_c)$  называется отстройкой и определяется как разница между резонансной энергией фотона и экситона в квантовой яме. При нулевой отстройке фотонного и экситонного резонансов в  $k = 0$  в микрорезонаторе, поляритоны оказываются в точности наполовину световыми и наполовину материальными квазичастицами (см рис. ??).

Энергии верхней и нижней поляритонных веток соответственно равны:

$$E_{LP,UP}(k_{||}) = \frac{1}{2} \left( E_{exc} + E_{cav} \pm \sqrt{4\Omega_R^2 + (E_{exc} - E_{cav})^2} \right). \quad (2.9)$$

Определим  $\delta_0(k_{||})$  как отстройку при  $k_{||} = 0$ :

$$\delta(k_{||}) = E_{cav}(k_{||} = 0) - E_{exc}(k_{||} = 0). \quad (2.10)$$

Тогда в области  $\hbar^2 k_{||}^2 / 2m_{cav} \ll 2\Omega_R$  дисперсию верхней и нижней ветви можно представить как параболическую:

$$E_{LP,UP}(k_{||}) \simeq E_{LP,UP}(0) + \frac{\hbar^2 k_{||}^2}{2m_{LP,UP}}. \quad (2.11)$$

Эффективные массы экситонной и фотонной компоненты можно выразить как:

$$\frac{1}{m_{LP}} = \frac{|X|^2}{m_{exc}} + \frac{|C|^2}{m_{cav}}. \quad (2.12)$$

$$\frac{1}{m_{UP}} = \frac{|C|^2}{m_{exc}} + \frac{|X|^2}{m_{cav}}. \quad (2.13)$$

где  $m_{exc}$  - эффективная масса экситона в квантовой яме, а  $m_{cav}$  - фотона в микрорезонаторе.  $m_{cav} \ll m_{exc}$  поэтому:

$$m_{LP}(k_{||} \sim 0) \simeq \frac{m_{cav}}{|C|^2} \sim 10^{-4} m_{exc}. \quad (2.14)$$

$$m_{UP}(k_{||} \sim 0) \simeq \frac{m_{cav}}{|X|^2}. \quad (2.15)$$

Очень малая величина эффективной массы  $m_{LP}$  нижней поляритонной ветви при  $k_{||} \sim 0$  делает возможным достижение очень высокой критической температуры фазового перехода [52]. При больших  $k_{||}$  когда  $E_{cav} - E_{exc} \gg \Omega_R$  дисперсии нижней и верхней поляритонных ветвей сходятся к фотонной и экситонной дисперсиям соответственно, а эффективная масса для нижней поляритонной ветви  $m_{LP} \sim m_{exc}$ . Таким образом эффективная масса меняется на четыре порядка при переходе от  $k_{||} \sim 0$  к большим значениям  $k_{||}$ . Несколько примеров дисперсионных кривых экситон-поляритонов при разной величине отстройки даны на рис. 2.2.

Время жизни экситон-поляритонов в микрорезонаторе ограничено и определяется добротностью микрорезонатора. Поскольку брэгговские зеркала имеют конечную прозрачность, экситон-поляритоны туннелируют сквозь зеркала в вакуум и превращаются в фотоны. Даже при высоких добротностях микрорезонаторов  $Q \sim 10^5$ , времена жизни поляритонов малы и не превышают  $\tau_{pol} = 10 - 15$  пс. Однако, данные времена более чем на порядок превышают характерные времена поляритон-поляритонного рассеяния, в результате которого в неравновесной системе взаимодействующих экситонных поляритонов при достаточной плотности может устанавливаться кинетическое равновесие в окрестности  $k = 0$ .

Фазовый переход поляритонной системы в состояние БЭК возможен когда длина волны де Бройля экситонного поляритона  $\lambda_{dB} \approx (\hbar^2 / m k_B T)^2$  сравнивается или превышает межчастичное расстояние. Порог конденсации при этом может быть оценен как:

$$k_B T_c \approx n_c \hbar^2 / m. \quad (2.16)$$

где  $n_c$  - плотность квазидвухмерных экситонов [53].

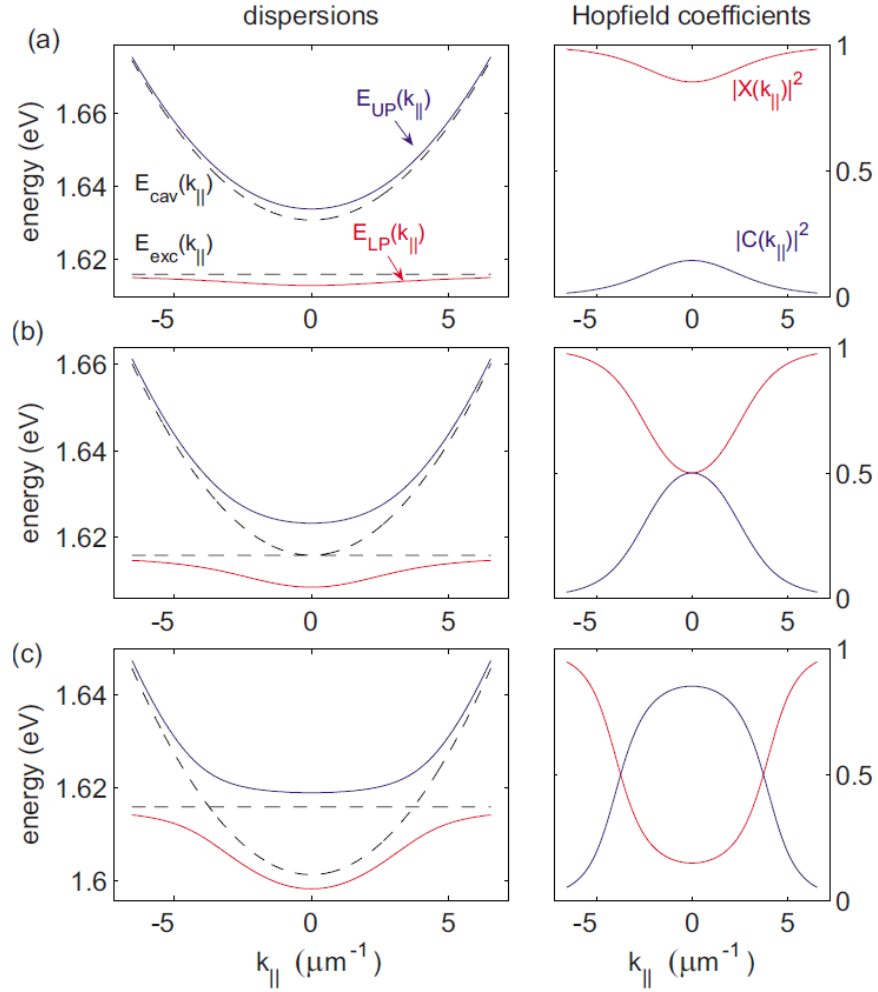


Рис. 2.2: Примеры дисперсии для экситон-поляритона и поведения коэффициентов Хопфилда в случаях  $a\delta = \Omega_R$ ,  $b\delta = 0$  и  $c\delta = -\Omega_R$

Учитывая это, а также очень малую величину эффективной массы поляритона, можно сделать вывод, что в полупроводниковых микрорезонаторах высокой добротности конденсация экситон-поляритонов может происходить при температурах в десятки, а иногда и сотни кельвин. Стоит отметить что хотя экситон-поляритонный конденсат и нельзя считать БЭК конденсатом в строгом термодинамическом смысле из-за неравновесного состояния системы в целом, система демонстрирует практически все наиболее значимые особенности и свойств типичные для БЭК. К числу таких свойств можно отнести экспериментально наблюдаемые сужения поляритонных распределений по импульсу в окрестности  $k = 0$  и макроскопическое накопление поляритонов в этой области за счет процессов стимулированного рассеяния при накачках выше порога конденсации; возникновение в конденсате фазовых сингулярностей, связанных с возбуждениями квантовых вихрей и др..

Одним из уникальных свойств экситон-поляритонного конденсата является режим так называемого поляритонного лазера, спонтанное возникновение излучения, близкого по своим свойствам к лазерному. Однако существуют и разительные отличия между поляритонным и



классическими лазерами. Главное отличие заключается в том что для генерации когерентного света в классических лазерах необходимым условием является инверсия населенностей. В свою очередь поляритоны сфазированы между собой непосредственно в конденсате, поэтому осциллирующее световое поле принимает энергию и фазу экситон-поляритона и нет необходимости в инверсии населенностей.

Таким образом поляритонные лазеры представляют собой интереснейший объект современной физики, исследование которых является актуальной задачей, в том числе и исследование их флуктуационных характеристик. Последнее является основной задачей данной работы. В разделе 3 приведены полученные экспериментальные результаты. По сравнению с работой [43] планировалось исследовать более однородный экситон-поляритонный конденсат, что должно было позволить достичь более четкой картины. В частности планировалось исследование поведения поляризационных и интенсивностных шумов в зависимости от мощности накачки, а также при приложении внешнего магнитного поля.

### **2.3 Выводы**

В данном разделе были изложены базовые принципы спектроскопии спиновых шумов, были введены понятия БЭК, экситон-поляритона и поляритонного лазера. Следующие разделы посвящены экспериментальному исследованию поляризационных и интенсивностных шумов свечения экситон-поляритон в полупроводниковом микрорезонаторе (гл. 3), а также исследованию факторов, влияющих на ширину шумовых резонансов (гл. 4).

### Исследование экситон-поляритонного свечения полупроводникового микрорезонатора

Данный раздел посвящен экспериментальному исследованию шумов интенсивности и поляризации экситон-поляритонного свечения полупроводникового резонатора. Представлены описание исследуемого образца, а так же его характеристика методами спектроскопии отражения и фотолюминесценции, выполненная с целью определения наиболее благоприятных параметров для создания экситон-поляритонного конденсата. Однако, по причинам которые будут изложены ниже, режима генерации поляритонного лазера достичь так и не удалось.

#### 3.1 Описание образца

В проведенных экспериментах был исследован полупроводниковый образец 044. Структура выращена на подложке n-легированного GaAs. В роли нижнего брэгговского зеркала выступают тридцать пять чередующихся четвертьволновых слоев  $Al_{0.15}GaAs$  и  $AlAs$ . Между барьерами  $Al_{0.3}GaAs$  были выращены двенадцать квантовых ям  $GaAs$  толщиной 10 нм. В качестве верхнего брэгговского зеркала был использован набор из тринадцати чередующихся зеркал  $SiO_2$  и  $Ta_2O_5$ . Структура образца представлена ниже на рис. 3.1

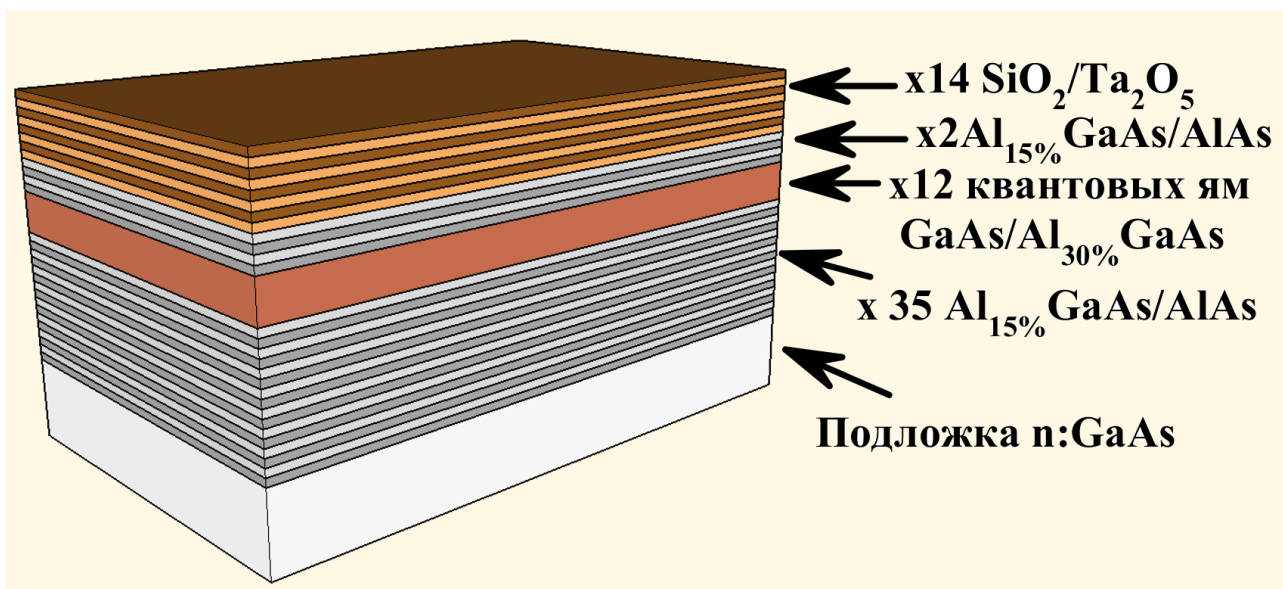


Рис. 3.1: Образец 044.

Важным свойством данной структуры является наличие градиента ширины микрорезонатора по всей длине образца. Ширина изменяется так, что в межзеркальной промежутке укладывается ровно один период волны с определенной длиной. Ширина квантовой ямы при

этом одинаковая в пределах всего образца. Таким образом, путем перемещения точки фокусировки вдоль исследуемой структуры становится возможным плавное изменение значения отстройки фотонной моды резонатора от длины волны экситонного перехода. Наибольший интерес для нас представляет область небольшой отрицательной отстройки. Именно в данном случае наиболее ярко наблюдается режим сильной связи между экситоном и фотоном, что в свою очередь позволяет добиться подходящих условий для генерации поляритонного лазера. С целью нахождения интересующей нас области на образце, были проведены эксперименты по регистрации спектра отражения от исследуемой структуры.

### 3.2 Исследование спектров отражения от образца

Исследования спектров отражения от образца производились при двух разных геометриях падения лазерного излучения на исследуемую структуру. Вначале измерения проводились при нормальном падении на образец. Данная ситуация соответствует картине, когда энергия фотонного состояния, определяемая параметрами микрорезонатора, имеет минимум. В данных условиях представляется возможным определить величину отстройки фотонной моды от экситонного резонанса максимально точно. Как уже было упомянуто ранее, наиболее перспективным для нас является случай небольшой отрицательной отстройки. В такой ситуации предполагается наличие в спектре отражения ярко выраженного провала, связанного с фотонной модой, на длине волны примерно 806 нм, и менее интенсивного экситонного провала, который за счет сильной связи отталкивается от фотонной моды и должен располагаться в районе около 801 нм.

Следующим этапом измерений было измерение спектров отражения от образца при угле падения зондирующего излучения лежащем в промежутке 45-50 градусов. Считается что именно при такой геометрии происходит наиболее эффективная накачка поляритонной системы. Связано это с LO-фононом (продольный оптический фонон), энергия которого для GaAs составляет порядка 35 meV, на котором происходит рассеяние в нижайшее энергетическое поляритонное состояние  $k = 0$ . В данном случае фотонная мода располагалась выше по энергии. Благодаря этому в спектре отражения наблюдались ярко выраженные пики, связанные с экситоном с легкой и тяжелой дыркой. Спектр отражения позволял идентифицировать длину волны по провалу, связанному с фотонной модой в данной геометрии. Впоследствии именно на этой длине волны и будет накачиваться образец.

### 3.2.1 Измерение спектра отражения при нормальном падении

Для регистрации спектра отражения от образца, при нормальном падении лазерного излучения на поверхность исследуемой структуры, была использована следующая оптическая схема (см. рис. 3.2). Источником монохроматического излучения служил титан-сапфировый непрерывный перестраиваемый лазер TD-Scan фирмы Tekhnoscan. В качестве его накачки выступал твердотельный лазер с диодной накачкой фирмы Sprout. Выходное лазерное излучение направлялось на стабилизатор интенсивности фирмы ВЕОС, позволявшей поддерживать постоянной мощность света с разбросом не более 0.3 процента. Затем излучение проходило через аттенюатор, состоящий из фазовой пластинки  $\lambda/2$  и пленочного поляризатора. Далее с использованием линзы с фокусным расстоянием 6 см лазерный луч фокусировался на образец, который был помещен в гелиевый криостат замкнутого цикла, где охлаждался до температуры 2.7 К. Лазер TD-Scan позволял производить перестройку длины волны лазерного излучения в автоматическом режиме. Использовались два фотодиода для измерения мощности излучения до и после отражения от структуры. Значения интенсивностей делилось одно на другое, в результате удалось получить спектр отражения образца.

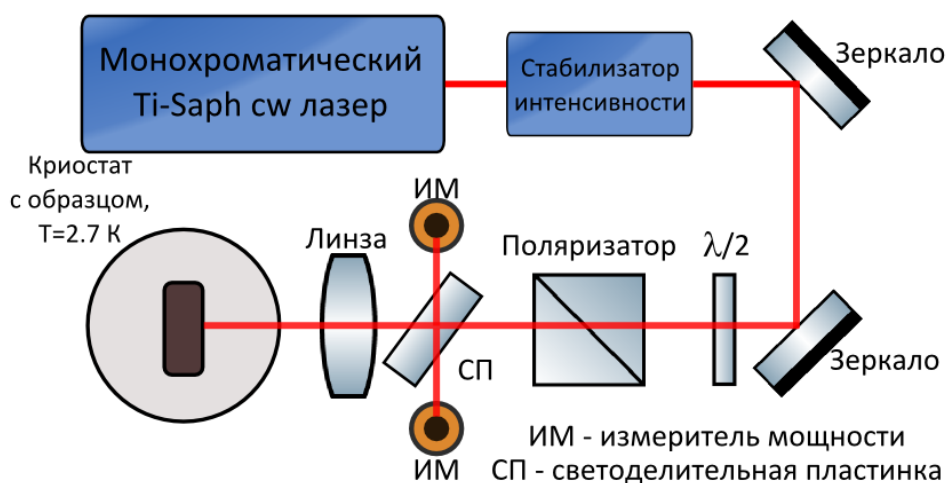


Рис. 3.2: Оптическая схема эксперимента по измерению спектра отражения при нормальном угле падения лазерного излучения на образец.

Результаты измерений представлены на рис. 3.3(а). Были исследованы два фрагмента образца 044. Видно что на первом сегменте образца фотонная мода располагается в районе 808-811 нм. В районе 802 нм находится слабоинтенсивный экситонный пик. На втором сегменте образца фотонная мода смещена в еще более длинноволновую область 812-814 нм, а экситонный пик не выделяется вообще, что означает недостаточно сильную связь между фотонным и экситонным состояниями.

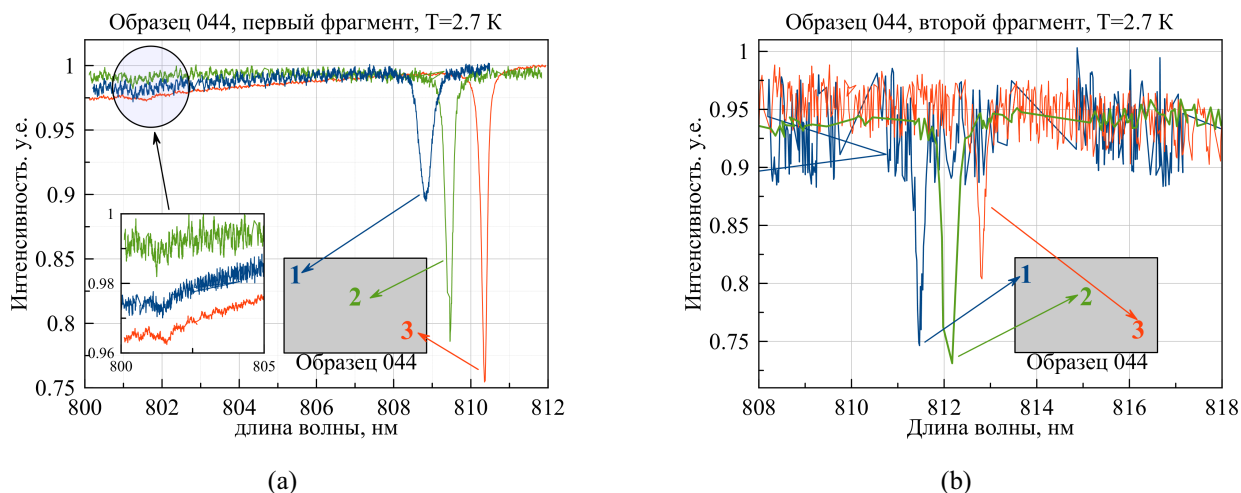


Рис. 3.3: (а) Спектр отражения при нормальном угле падения лазерного излучения на первый сегмент образца 044; (б) спектр отражения при нормальном угле падения лазерного излучения на второй сегмент образца 044.

Из спектров отражения при нормальном угле падения лазерного излучения на поверхность образца удалось установить, что наиболее благоприятное место для накачки образца является верхний левый угол первого фрагмента образца 044. Именно в данную пространственную область в дальнейшем и будет производиться накачка лазерным излучением.

### 3.2.2 Измерение спектра отражения при угле падения 45 градусов

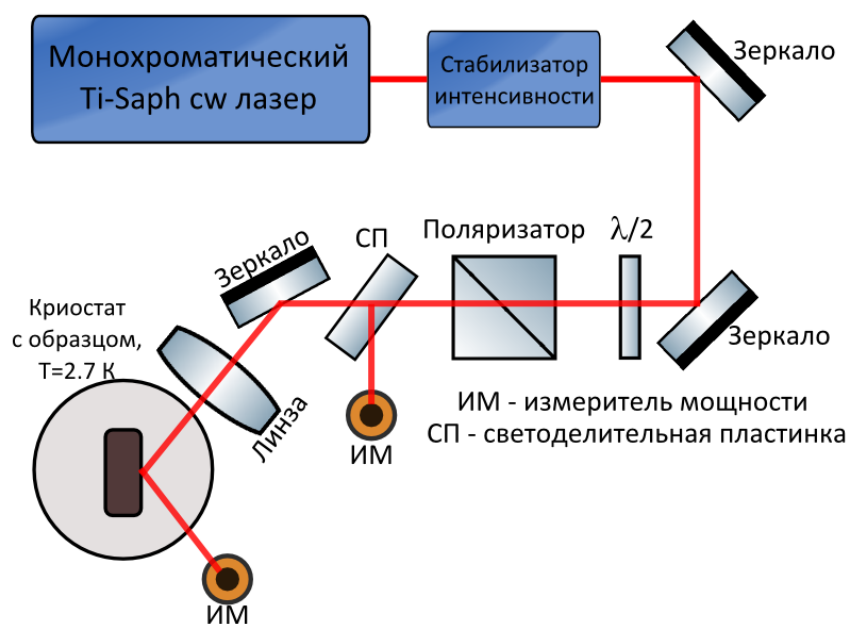


Рис. 3.4: Оптическая схема эксперимента по измерению спектра отражения при угле падения лазерного излучения на образец равном 45 градусов.

Как упоминалось ранее, наиболее эффективно производить накачку исследуемой структуры стоит под углом 45 градусов. Для определения длины волны, на которой будет производиться накачки образца, был измерен спектр отражения от структуры в данной геометрии. Для данных целей была использована оптическая установка, аналогичная использованной в предыдущем разделе 3.2.1, с небольшими модификациями (см. рис. 3.4).

На рис. 3.5 представлены результаты измерений спектра отражения под углом 45 градусов. Спектр имеет ярко выраженные три особенности. Наиболее высокоэнергетическая соответствует фотонной моде. Далее располагаются два пика связанные с резонансами легко- и тяжелодырочного экситона. Из спектра видно, что провал, связанный с фотонной модой, располагается в районе 787 нм. Именно в данную область и будет производиться в дальнейшем накачка образца 044.



Рис. 3.5: Спектр отражения при угле падения лазерного излучения на третий сегмент образца 044 равном 45 градусов.

### 3.2.3 Исследование фотолюминесценции

Следующим этапом характеристики образца является исследование фотолюминесценции от образца. Для данных целей использовалась оптическая схема, которая применялась ранее для исследования отражения под углом 45 градусов, с некоторыми модификациями (см. рис. 3.6). Длина волны возбуждающего света была 787 нм, что соответствует провалу в спектре отражения, связанного с фотонной модой. Люминесценция собиралась под нормалью с использованием линзы 7.5 см, направлялась зеркалом и, с помощью линзы с фокусным расстоянием 20 см, фокусировалась на щели монохроматора МДР-23. Монохроматор оснащен пзс-матрицей, подключенной к компьютеру, что позволяло наблюдать спектр люминесценции в режиме реального времени.

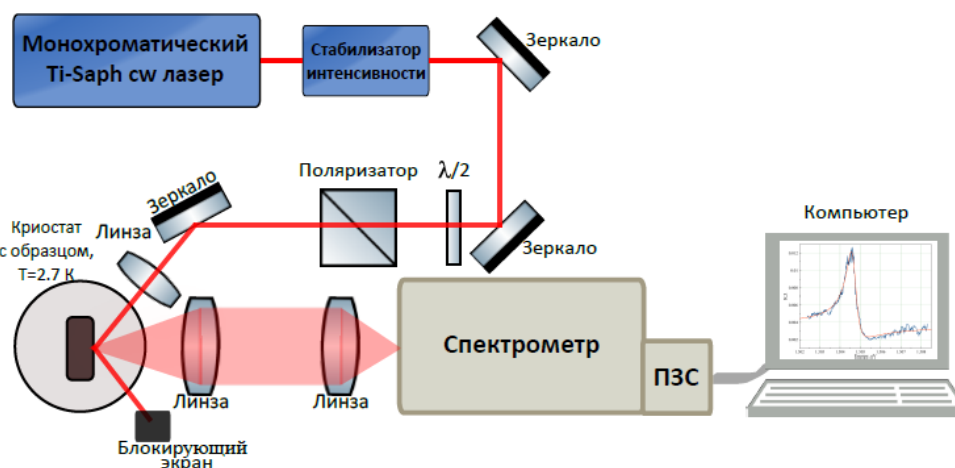


Рис. 3.6: Оптическая схема по измерению фотолюминесценции.

Результаты эксперимента представлены ниже на рис. 3.7(а). В спектре фотолюминесценции наблюдались ярко выраженные два пика, связанные с нижней и верхней поляритонной ветвью соответственно. При измерении поведения спектров люминесценции в зависимости от разных величин накачки возбуждающего излучения виден немонотонный ход интенсивности пика нижней поляритонной ветви 3.7(б). Видно, что зависимость имеет нелинейную природу, что означает приближение к требуемому режиму сильной связи между экситонным и фотонным состояниями. Однако, резкого порога, соответствующего переходу в режим поляритонного лазера, не наблюдается. Вероятнее всего это связано с недостаточно эффективной накачкой в тот резонанс, в который производилось зондирование образца. Отсюда можно сделать вывод, что использование фотонной моды на данном образце не пригодно для возбуждения поляритонной генерации.

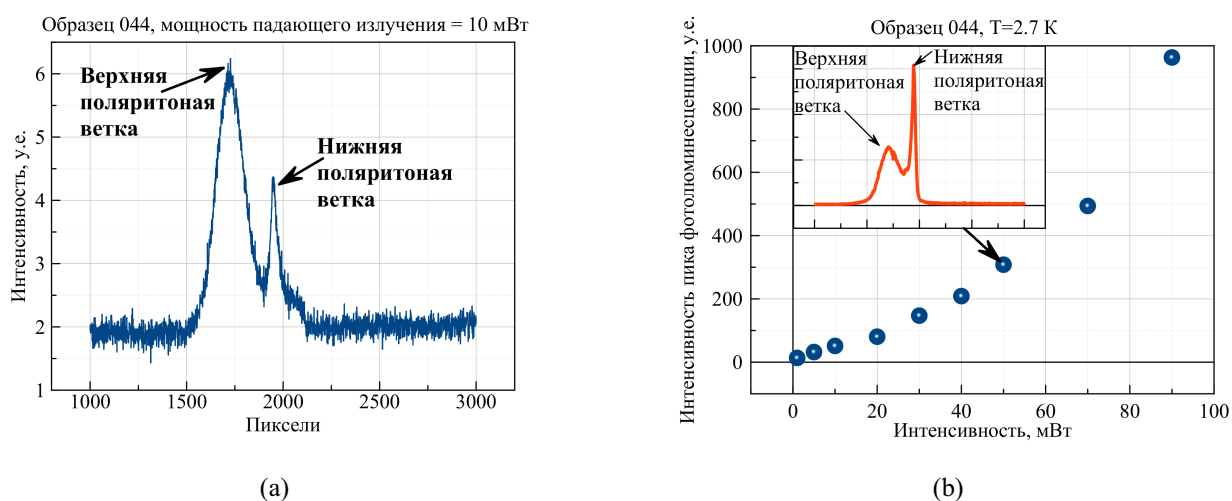


Рис. 3.7: (а) Спектр фотолюминесценции при мощности падающего излучения равной 10 мВт; (б) зависимость интенсивности фотолюминесценции от образца 044 при различных значения мощности зондирующего излучения.

### 3.3 Выводы

В рамках данного раздела была проведена характеристика двух фрагментов образца 044 методами спектроскопии отражения и фотолюминесценции. Однако полученные данные наглядно демонстрируют что использование фотонной моды на данных исследуемых структурах не пригодно для возбуждения поляритонной генерации. Помимо вышеупомянутых исследований были опробованы различные режимы возбуждения, а также были предприняты попытки добиться генерации поляритонного излучения на других точках на образце 044. Кроме того, была заменена оптика лазера на более коротковолновую, с целью работы в диапазоне длин волн 700-770 нм. Известно что спектр отражения зеркал имеет сложную структуру со множественными провалами. Была предпринята попытка накачки образца на длине волны данных провалов. Однако данные действия тоже не дали положительного результата. Хотя поставленная цель так и не была достигнута, существуют альтернативные пути поиска оптимальных условий для создания режима поляритонной генерации: изменение угла накачки, выбор оптимальной фокусировки на образце и формирование оптической ловушки, путем задания кольцевой формы возбуждающего пятна. Данные действия предполагается совершить в будущем с целью получения режима поляритонного лазера, но в рамках данной работы они реализованы не были.



### Факторы, определяющие уширение линий спектра спиновых шумов

Параллельно с исследованиями шумовых свойств поляритонного конденсата велась работа по исследованию характеристик поля неупруго-рассеянной световой волны. Данные исследования велись на модельной системе—парах цезия в кювете с буферным газом неоном при давлении 1 торр. В ходе данных экспериментов был обнаружен интересный эффект уширения, который представлен в данной работе, поскольку представляет фундаментальный интерес для спектроскопии спиновых шумов. Помимо этого были выполнены исследования по изучению времен продольной и поперечной релаксации электронов в *n*-легированных образцах GaAs при разных температурах, результаты которых также описаны в данной главе.

## 4.1 Измерение времени продольной релаксации электронов в *n*:GaAs

### 4.1.1 Исследуемые образцы и экспериментальная установка

В рамках данных экспериментов были исследованы следующие образцы:

- Образец C7T77. Данная структура представляет собой брэгговский микрорезонатор, в межзеркальный промежуток которого помещен слой GaAs, легированный Si, с концентрацией электронов  $n \approx 4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Нижнее и верхнее брегговское зеркало образовано 25 и 30 слоями  $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$ . В межзеркальный промежуток помещен слой GaAs, легированный Si, с концентрацией электронов  $n \approx 4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ .
- Образец "Sample C". Данная структура представляет собой объемный слой GaAs, легированный Si. Концентрация электронов в зоне проводимости составляет  $n \approx 7.1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Толщина образца составляет 170 микрон. Образец отполирован с обеих сторон и имеет просветляющее покрытие.

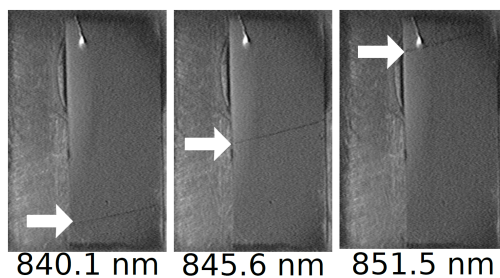


Рис. 4.1: Фотографии образца C777, помещенного в криостат и охлажденного до 3.4 К, сделанные в рассеянном монохроматическом свете на длинах волн 840.1 нм, 845.6 нм и 851.5 нм.

Этапу исследования образцов методом спектроскопии спиновых шумов предшествовала предварительная характеристика структуры C7T77. С помощью чувствительной к инфракрасному излучению видеокамеры, определялось пространственное положение фотонной моды. Делалось это следующим образом: охлажденный до гелиевых температур образец освещался рассеянным монохроматическим светом [58]. Так как структура обладает пространственным градиентом ширины резонатора, то условие резонанса будет выполняться в достаточно узкой пространственной области. На картинке, полученной видеокамерой, такая ситуация соответствовала появлению узкой контрастной линии на образце (см рис. 4.1). Путем подстройки длины волны лазера, удалось найти пространственную область на образце, где резонансные длины волн находились в диапазоне  $\geq 833$  нм, то есть в области прозрачности межзеркального промежутка.

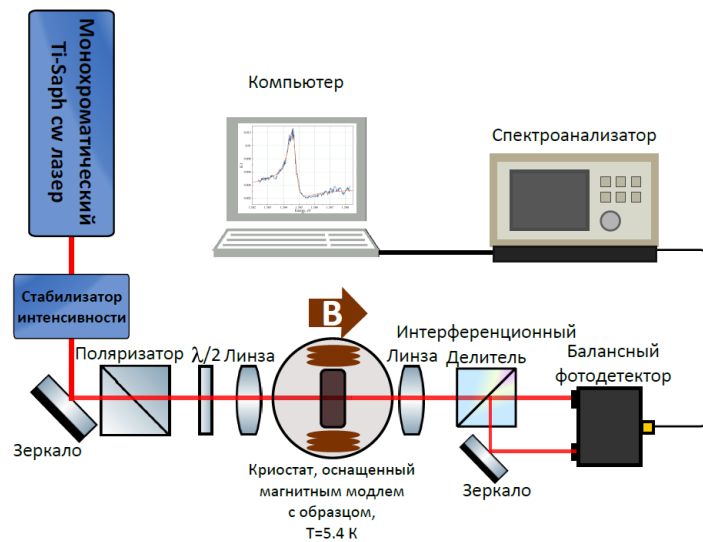


Рис. 4.2: Оптическая схема по измерению времени  $T_1$  продольной релаксации электронов.

Схема экспериментальной установки изображена на рис. 4.2. Источником монохроматического излучения служил титан-сапфировый непрерывный перестраиваемый лазер TD-Scan фирмы Tekhnoscan. В качестве его накачки выступал твердотельный лазер с диодной накачкой фирмы Sprout. Выходное лазерное излучение направлялось на стабилизатор интенсивности фирмы ВЕОС, позволявшей поддерживать постоянной мощность света с разбросом не более 0.3 процента. С использованием линзы с фокусным расстоянием 7.5 см лазерный луч фокусировался на образец, который был помещен в гелиевый криостат замкнутого цикла, где охлаждался до температуры 3.4 К. Мощность падающего излучения составляло 7.9 мВт. Зондирующее излучение направлялось на пространственную область образца, где для данной длины волны (843.5 нм в данном случае) располагалась фотонная мода микрорезонатора. Криостат Cryostation фирмы Montana Instruments снабжен системой с магнитооптическим модулем, позволявшем менять магнитное поле в пределах 0-70 мТл.

Свет, прошедший через образец, направлялся на интерференционный поляризатор, деливший излучение на две компоненты. После чего оба луча подавались на входы двух фотодиодов. Фотодиоды включены в разностную схему так, что их фототоки, связанные с интенсивностью лазерного излучения, вычитаются на нагрузке  $R$ . Поскольку изменения фототоков, связанные с модуляцией азимута плоскости поляризации света, имеют противоположные знаки, они складываются, обеспечивая дополнительное двукратное усиление поляризационного сигнала. Такая система называется балансной схемой и применяется для подавления избыточных шумов лазера [57]. Сигнал с фотодетектора поступал на спектроанализатор, осуществляющий быстрое преобразование Фурье. Экспериментальная схема автоматизировано управлялась с ПК при помощи программы LabView, в которой осуществлялась запись шумовых спектров.

#### 4.1.2 Экспериментальные результаты и их обсуждение

Была проведена серия экспериментов по измерению отношений времен  $T_1/T_2$  продольной и поперечной релаксации намагниченности при разных температурах на образце. Итоговая зависимость приведена на рис. 4.3(b). Методика измерений была следующей: считалось что при выключенном магнитооптическом модуле на криостате детектировалась только компонента  $T_2$ . При включении магнитооптического модуля было просканировано продольное магнитное поле в диапазонах от 0 до 15 мТл, что позволило получить информацию о времени  $T_1$ . Типичная наблюдаемая картина зависимости приложенного магнитного поля от уровня шумового сигнала представлена на рис. 4.3(a). Однако существенное влияние на эксперимент оказало остаточное магнитное поле величиной несколько мТл в магнитооптическом модуле криостата. Направление данного магнитного поля было случайным. Если продольную компоненту остаточного поля удавалось эффективно устранить с помощью использования компенсирующей катушки, то скомпенсировать поперечную составляющую не представлялось возможным. В результате остаточное магнитное поле действовало на исследуемую систему таким образом, что возникала прецессия вокруг направления данного поля. В результате пик, центрированный на нулевой частоте, оказывался дополнительно уширен, что не позволило провести исследования на образце «Sample C». Более того неконтролируемые характеристики остаточного поля приводили к тому, что измерения шумового спектра на образце C777 оказались невозможными.

В процессе эксперимента были получены следующие экспериментальные данные (см рис. 4.3(b)). Видно что при температурах ниже 10 К время  $T_1$  более чем в два раза превосходит время  $T_2$ . Однако при увеличении температуры отношение времен  $T_1$  к  $T_2$  стремиться к единице. Несмотря на хорошие отношения сигнала к шуму, представленные данные не являются надежными поскольку в нескольких проведенных экспериментах зачастую оказывались

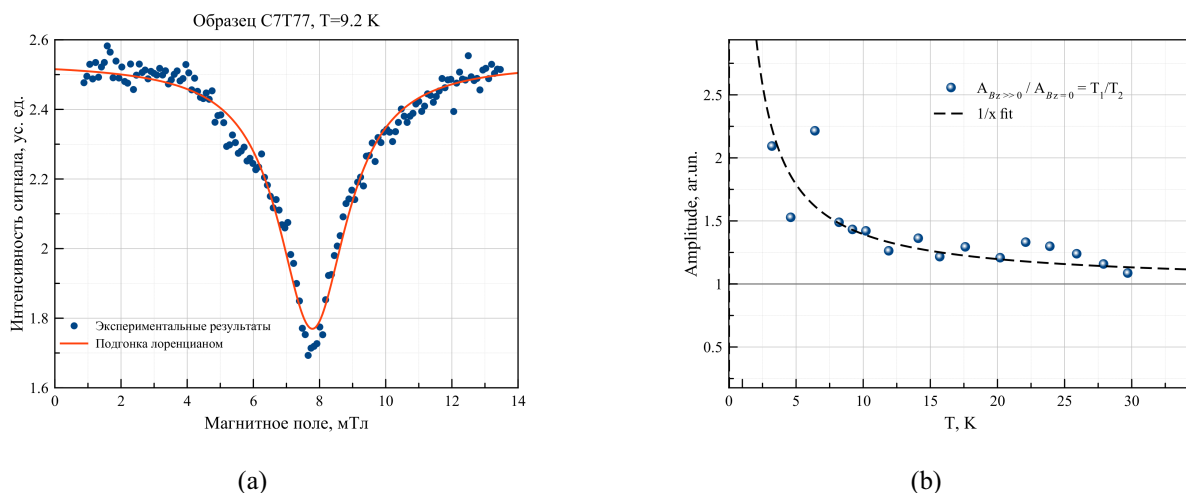


Рис. 4.3: (а) Экспериментальные результаты при температуре 9.2 К; (б) зависимость  $T_1/T_2$  от температуры.

в пределах погрешности измерений и плохо воспроизводились. Как было сказано выше, наблюдаемые эффекты следует приписать неконтролируемому влиянию остаточных поперечных магнитных полей в магнитооптическом модуле криостата. Данное предположение дополнительно подтверждается тем фактом, что сердечник электромагнитного модуля выполнен из ферромагнитного материала, тогда как в процессе эксперимента нередко применялся внешний мощный постоянный неодимовый магнит. В будущем планируется повторить измерения с тщательной компенсацией внешнего магнитного поля, но в рамках данной работы они реализованы не были.

## 4.2 Исследование влияния доплеровского уширения оптической линии цезия на ширину спектра спиновых шумов.

Данный подраздел посвящен изучению поведения ширины шумового спектра внутри и вне атомного перехода  $D_2$  линии цезия. Именно в этих экспериментах были получены наиболее интересные данные.

### 4.2.1 Исследуемая система и экспериментальная установка

В проведенных экспериментах были исследованы пары цезия в буферном газе неона при давлении 1 торр. В частности исследовалось поведение ширины шумового спектра вблизи атомного перехода  $D_2$  линии цезия. Схема экспериментальной установки изображена на рис. 4.4. Источником монохроматического излучения служил непрерывный полупроводниковый лазер Lynx. Выходное лазерное излучение направлялось на стабилизатор интенсивности фирмы ВЕОС, позволявшей поддерживать постоянной мощность света с разбросом не более 0.3 процента. Далее лазерное излучение проходило через линзу с фокусным расстоянием 100

см. Примерно на расстоянии 80 см от линзы излучение попадало на кювету с парами цезия в буферном газе. Благодаря этому удалось добиться такого сечения каустики, которое позволяло пренебречь значением времяпролетного уширения паров цезия. Кювета нагревалась с помощью фена от паяльной станции Lukey до температуры 78 градусов Цельсия. Непосредственно перед кюветой располагался attenuator, состоящий из фазовой пластинки  $\lambda/2$  и пленочного поляризатора. Лазерное излучение, прошедшее кювету, направлялось на балансную схему, аналогичную представленной в предыдущем разделе 4.1.1. Сигнал с фотодетектора поступал на спектроанализатор, осуществляющий быстрое преобразование Фурье. Экспериментальная схема автоматизировано управлялась с ПК при помощи программы LabView, в которой осуществлялась запись шумовых спектров.

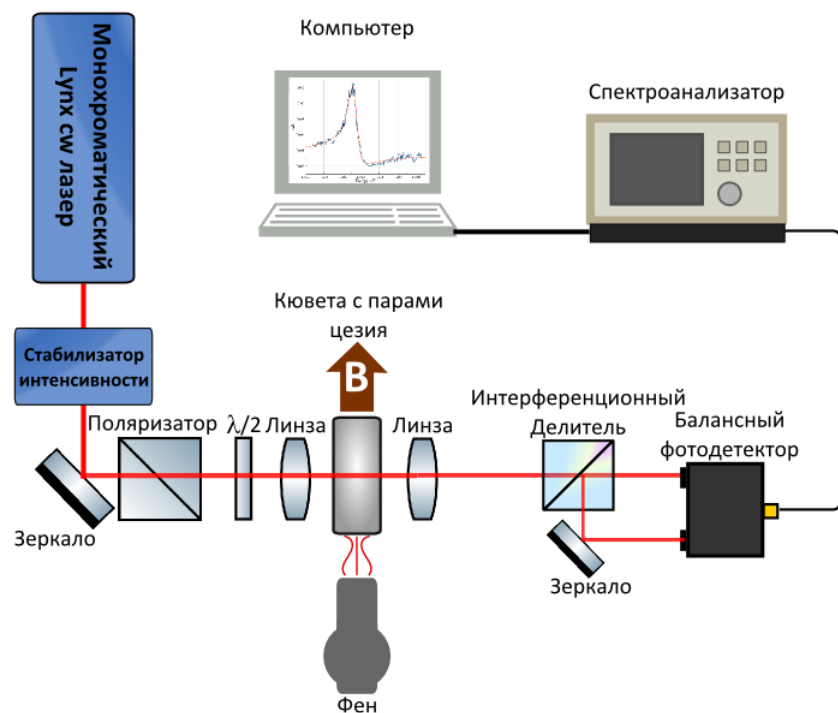


Рис. 4.4: Оптическая схема по исследованию паров цезия при давлении буферного газа 1 торр.

Перед непосредственным проведением исследования шумов паров цезия, с целью характеристики, был проснят спектр отражения исследуемой структуры. Процедура измерения спектра пропускания была аналогичной представленной в разделе 3.2.1, с использованием двух измерителей мощности излучения до и после кюветы, с нормировкой одного значения на другое. В результате была полученная следующая картина 4.5. На спектре отражения в 852.333 нм виден провал, связанный с атомным переходом  $D_2$ . Представленная ширина линии при этом аппаратная, поскольку атомная ширина линии цезия намного уже, что четко видно из экспериментальных данных, полученных при более точном сканировании длины волны на кольцевом лазере TIS-SF-07 фирмы Tekhnoscan (рис. 4.7).

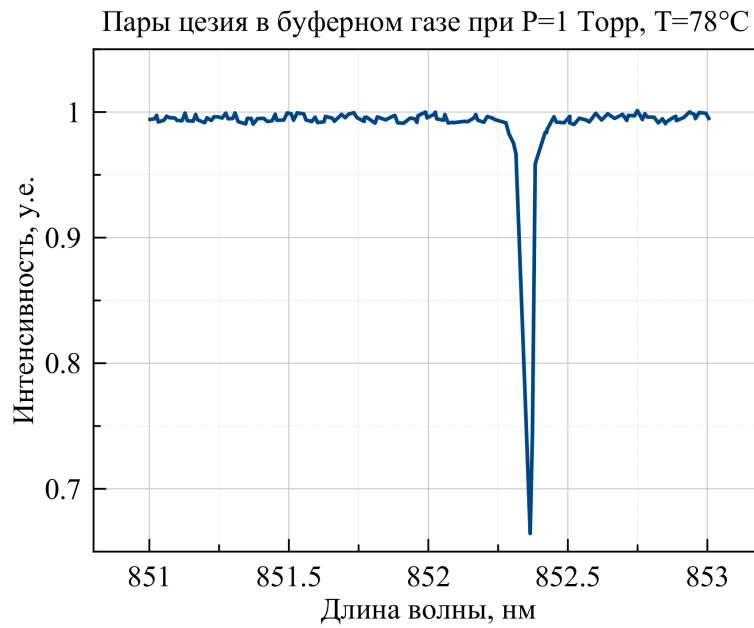


Рис. 4.5: Спектр пропускания паров цезия при давлении буферного газа 1 торр.

#### 4.2.2 Экспериментальные результаты и их обсуждение

В результате была проведена серия экспериментов по изучению поляризационных шумов паров цезия при разных значениях длин волн вблизи атомного перехода  $D_2$ . Интенсивность зондирующего излучения было 500 мкВт. Такое значение было выбрано из тех соображений, чтобы отсутствовало влияние зондирующего света на ширину спиновых шумов. Основные результаты измерений представлены на рис. 4.6.

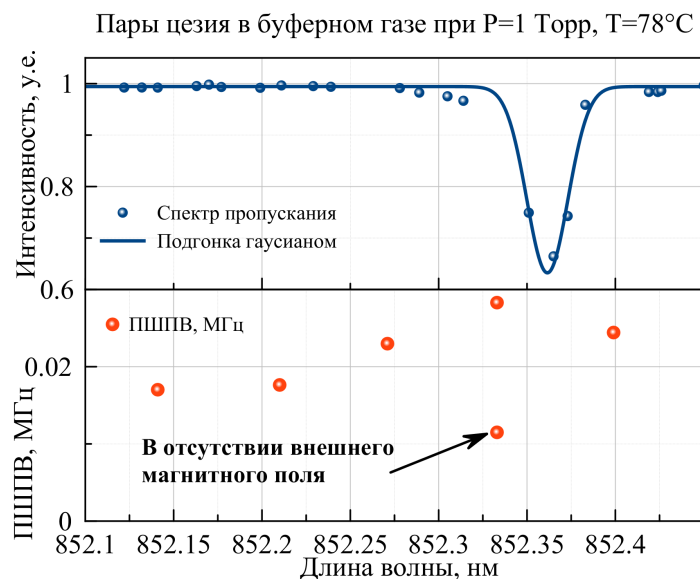


Рис. 4.6: Зависимость полуширины на полувысоте шумового сигнала от длины волны и спектр пропускания паров цезия.

Из представленных данных видно, что при приближении длины волны к атомному переходу  $D_2$  полуширина увеличивается и достигает своего максимума на длине волны 852.333 нм. Данный эффект объясняется следующим образом. В атомных системах, в отличие от полупроводниковых, одним из механизмов уширения линии оптического перехода является механизм Доплера. Суть его состоит в том, что существует зависимость наблюдаемой частоты излучения от скорости движения излучателя. То есть при рассмотрении ансамбля атомов, каждый отдельный атом может двигаться либо навстречу наблюдателю (в данном случае частота его резонансного перехода смещается вверх по энергии), либо в направлении от наблюдателя (в данном случае частота смещается вниз по энергии). В результате контур ансамбля атомов оказывается неоднородно уширенным. Внутри неоднородно уширенного контура находится ансамбль однородного уширенных линий отдельных одиночных частиц, обладающих разной скоростью движения. Рассмотрим поведение одного случайно выбранного атома и соответствующей ему однородной линии. Однородный контур одиночного атома в первый момент времени находится в каком-то состоянии внутри неоднородно уширенного. После столкновения атом меняет свою скорость и переходит в другое состояние внутри того же неоднородно уширенного контура, тогда как на его место приходит другой, который после столкновения приобрел скорость, соответствующую положению однородной линии, первоначально соответствующей первому атому. Таким образом можно сделать вывод что разной величине продольной скорости соответствует разное положение однородных компонент. В результате когда происходит зондирование системы на определенной оптической частоте, вклад в шумовой сигнал будут давать однородные компоненты близкие к частоте зондирующего излучения. После столкновений атомов фаза их прецессии меняется, что приводит к уширению контура шумового спектра. Если зондировать среду вне резонанса, будут наблюдаться хвосты однородных контуров всех частиц, и тот факт, что атом при столкновении как-то сместился в пределах неоднородного контура и фаза его прецессии поменялась, не будет вызывать уширения спектральной линии шумового сигнала.

Для более аккуратного исследования поведения ширины шумового спектра вблизи атомного перехода  $D_2$  потребовалось модифицировать экспериментальную установку 4.2.1. Вместо полупроводникового лазера Lynx был использован кольцевой лазер TIS-SF-07 фирмы Tekhnoscan. В качестве его накачки выступал твердотельный лазер с диодной накачкой фирмы Sprout. Данный кольцевой лазер позволял перестраивать длины волны с точностью 100 МГц, что позволило более точно измерить зависимость ширины шумового спектра от длины волны вблизи и внутри линии оптического перехода. Экспериментальные результаты представлены на рис. 4.7. Из представленных данных видно, что эффект уширения шумового спектра вблизи атомного перехода  $D_2$  действительно имеет место.

Предложенный доплеровский механизм уширения является качественным и представляет собой только одну из возможных интерпретаций наблюдаемого эффекта увеличения ширины

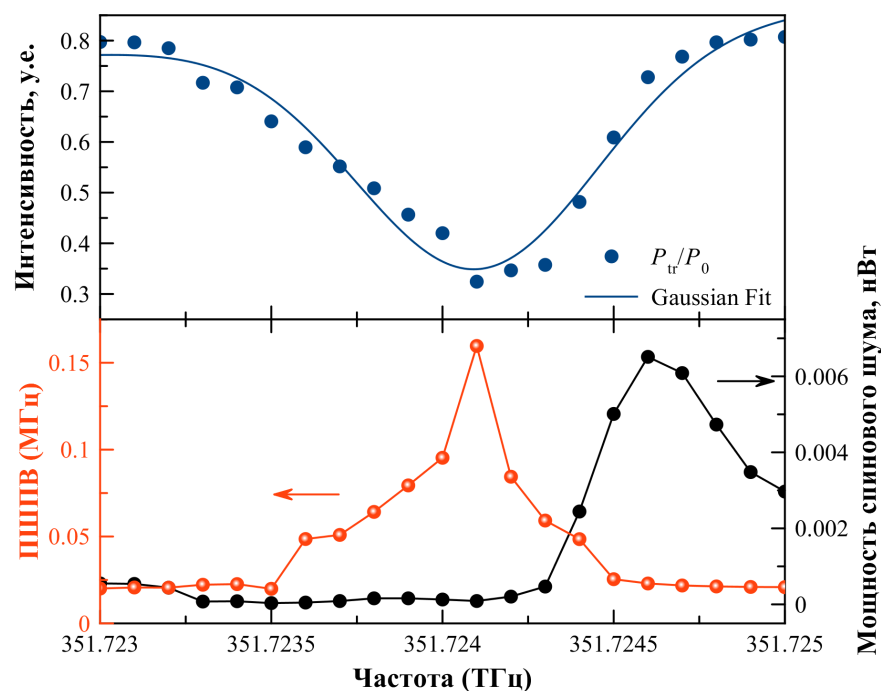


Рис. 4.7: Зависимость полуширины на полувысоте и мощности шумового сигнала от частоты (внизу) и спектр пропускания паров цезия (вверху).

шумового спектра. В проведенных экспериментах, за счет использования расфокусированного пучка, исключено влияние времяпролетного уширения. В будущем планируется более тщательное исследование влияния поглощения зондирующего света на уширение спектра, что, однако, выходит за рамки данной работы.

### 4.3 Выводы:

В данной главе представлены экспериментальное исследование факторов, влияющих на формирование спектров спиновых шумов электронов в n-GaAs и атомов цезия в вакуумной кювете. Результаты, полученные в разделе 4.1.1, оказались сильно искажены и плохо воспроизводились, и наблюдавшаяся зависимость  $T_1/T_2$ , вероятно, должна быть отнесена к влиянию остаточной намагниченности магнитооптического модуля криостата, контролировать которую в поставленном эксперименте не представлялось возможным. В исследовании шумовых спектров вблизи и внутри оптической линии  $D_2$  паров цезия при давлении буферного газа 1 торр был обнаружен эффект уширения линии парамагнитного резонанса, который не может быть приписан влиянию времяпролетного уширения. Предложено качественное описание возможного механизма данного уширения как влияния доплеровского уширения оптической линии.



## Заключение

В настоящей работе проведены экспериментальные исследования влияния различных механизмов на уширение спектра спиновых шумов, а так же была предпринята попытка изучения шумов интенсивности и поляризации свечения экситон-поляритонного конденсата в микрорезонаторе. Основные результаты работы могут быть сформулированы следующим образом:

- Исследование образца 044 методами спектроскопии отражения и фотолюминесценции показали, что использование фотонной моды не пригодно для возбуждения поляритонной генерации.
- Результаты, полученные в разделе 4.1.1, оказались сильно искажены и плохо воспроизводились, и наблюдавшаяся зависимость  $T_1/T_2$ , вероятно, должна быть отнесена к влиянию остаточной намагниченности магнитооптического модуля криостата, контролировать которую в поставленном эксперименте не представлялось возможным.
- В исследовании шумовых спектров вблизи и внутри оптической линии  $D_2$  паров цезия при давлении буферного газа 1 торр был обнаружен эффект уширения линии парамагнитного резонанса, который не может быть приписан влиянию времяпролетного уширения. Предложено качественное описание возможного механизма данного уширения как влияния доплеровского уширения оптической линии.

Автор выражает благодарность своему научному руководителю В. С. Запасскому за наставничество, И. И. Рыжову за неоценимую помощь в проведении экспериментов, Г. Г. Козлову за плодотворное обсуждение результатов, а также М. Ю. Петрову за активное сотрудничество.

## Литература

- [1] I. I. Zutic, J. Fabian, S. D. Sarma. Spintronics: Fundamentals and applications. Reviews of Modern Physics, 76, 2004.
- [2] J. B. Johnson. Thermal agitation of electricity in conductors. Nature 119, 1927.
- [3] Л. Л. Ландау, Е. М. Лифшиц. Теоретическая физика: Учеб. пособ.: Для вузов. Статистическая физика. Ч. I. Физматлит, 2002.
- [4] A. T. Forrester, R. A. Gudmundsen, P. O. Johnson. Photoelectric mixing of incoherent light. Phys. Rev. 99, 1955.
- [5] Е. Б. Александров, Ю. М. Голубев, А. В. Ломакин, В. А. Носкин. Спектроскопия флуктуаций интенсивности оптических полей с негауссовой статистикой, УФН 140, 1983.
- [6] F. Bloch. Nuclear Induction. Phys. Rev. T. 70, 1946.
- [7] T. Sleator, E. L. Hahn, C. Hilbert, J. Clarke. Nuclear-spin noise. Phys. Rev. Lett. 55, 1985.
- [8] Е. Б. Александров, В. С. Запасский. Магнитный резонанс в спектре шумов фарадеевского вращения, ЖЭТФ, 1981.
- [9] S. A. Crooker, D. G. Rickel, A. V. Balatsky, D. L. Smith. Spectroscopy of spontaneous spin noise as a probe of spin dynamics and magnetic resonance. Nature 431, 2004.
- [10] T. Mitsui. Spontaneous Noise Spectroscopy of an Atomic Magnetic Resonance. Phys. Rev. Lett. 84, 5292, 2000.
- [11] Л. Л. Ландау, Е. М. Лифшиц. Теоретическая физика: Учеб. пособ.: Для вузов. В 10 т. Т. VIII. Электродинамика сплошных сред. Физматлит, 2005.
- [12] M. Oestreich, M. Romer, R. J. Haug, and D. Hagele. Spin Noise Spectroscopy in GaAs. Phys. Rev. Lett. 95, 216603, 2005.
- [13] M. Romer, J. Hubner, and M. Oestreich. Spin noise spectroscopy in semiconductors. Review of Scientific Instruments 78, 103903, 2007.
- [14] G. M. Muller, M. Romer, D. Schuh, W. Wegscheider, J. Hubner, and M. Oestreich. Spin Noise Spectroscopy in GaAs (110) Quantum Wells: Access to Intrinsic Spin Lifetimes and Equilibrium Electron Dynamics. Phys. Rev. Lett. 101, 206601, 2008.
- [15] S. A. Crooker, J. Brandt, C. Sandfort, A. Greulich, D. R. Yakovlev, D. Reuter, A. D. Wieck, and M. Bayer. Spin Noise of Electrons and Holes in Self-Assembled Quantum Dots. Phys. Rev. Lett. 104, 036601, 2010.

- [16] I. I. Ryzhov, G. G. Kozlov, D. S. Smirnov, M. M. Glazov, Y. P. Efimov, S. A. Eliseev, V. A. Lovtcius, V. V. Petrov, K. V. Kavokin, A. V. Kavokin, V. S. Zapasskii. Spin noise explores local magnetic fields in a semiconductor. *Sci Rep.* 6, 2016.
- [17] I. I. Ryzhov, S. V. Poltavtsev, K. V. Kavokin, M. M. Glazov, G. G. Kozlov, M. Vladimirova, D. Scalbert et al..Measurements of nuclear spin dynamics by spin-noise spectroscopy, *Appl. Phys. Lett.* 106, 2015.
- [18] M. Vladimirova, S. Cronenberger, D. Scalbert, M. Kotur, R. I. Dzhioev, I. I. Ryzhov, G. G. Kozlov et al.. Nuclear spin relaxation in n -GaAs: From insulating to metallic regime. *Phys. Rev. B*, 80:125312, 2017.
- [19] И. И. Рыжов. Спектроскопия спиновых шумов полупроводниковых наноструктур: дис. на к. ф.-м. наук. СПб, 2016.
- [20] V. S. Zapasskii, A. Greulich, S. A. Crooker, Yan Li, G. G. Kozlov, D. R. Yakovlev, D. Reuter, A. D. Wieck, and M. Bayer. Optical Spectroscopy of Spin Noise. *Phys. Rev. Lett.* 110, 176601, 2013.
- [21] L. Yang, P. Glasenapp, A. Greulich, D. Reuter, A. D. Wieck, D. R. Yakovlev, M. Bayer and S. A. Crooker. Two-colour spin noise spectroscopy and fluctuation correlations reveal homogeneous linewidths within quantum-dot ensembles. *Nature Communications* 5, 2014.
- [22] A. Einstein. Sitzber. Kgl. Preuss. Akad. Wiss.l, 1924.
- [23] S. N. Bose. Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese. *Z. Phys.* 26, 178, 1924.
- [24] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, E. A. Cornell. Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor, *Science* 269, 198 (1995).
- [25] Э. А. Корнелл, К. Э. Виман. Бозе-эйнштейновская конденсация в разреженном газе. *УФН*, 172, 2003.
- [26] S. A. Moskalenko. Inverse optical-hydrodynamic phenomena in a non-ideal excitonic gase. *Fiz. Tverd. Tela* 4, 276, 1962.
- [27] I. M. Blatt, K. W. Boer, W. Brandt. Bose-Einstein condensation of excitons. *Phys. Rev.* 126, 1691, 1962.
- [28] С. И. Пекар. Теория электромагнитных волн в кристалле, в котором возникают экситоны. *ЖЭТФ*, 33, 1022, 1957.
- [29] J. J. Hopfield. Theory of the contribution of excitons to the complex dielectric constant of crystals. *Phys. Rev.* 112, 1555, 1958.

- [30] D. N. Krizhanovskii, K. G. Lagoudakis, M. Wouters, B. Pietka, R. A. Bradley, K. Guda, D. M. Whittaker, M. S. Skolnick, et al.. Coexisting nonequilibrium condensates with longrange spatial coherence in semiconductor microcavities. *Phys. Rev. B*, 80:045317, 2009.
- [31] H. Deng, H. Haug, Y. Yamamoto. Exciton-polariton Bose-Einstein condensation. *Rev. of Modern Phys.*, Vol. 82, 2010.
- [32] C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa, and Y. Arakawa. Observation of the coupled exciton-photon mode splitting in a semiconductor quantum microcavity. *Phys.Rev. Lett.* 69, 3314, 1992.
- [33] A. Imamoglu, R. J. Ram, S. Pau and Y. Yamamoto. Nonequilibrium condensates and lasers without inversion: Exciton-polariton lasers. *Phys. Rev. A* 53, 4250, 1996.
- [34] S. Pau, H. Cao, J. Jacobson, G. Bjork, Y. Yamamoto, A. Imamoglu. Observation of a laserlike transition in a microcavity exciton polariton system. *Phys. Rev. A* 54 (3), R1789, 1996.
- [35] R. Huang, F. Tassone, Y. Yamamoto. Experimental evidence of stimulated scattering of excitons into microcavity polaritons. *Phys. Rev. B*, 61, R7854, 2000.
- [36] G. Dasbach, T. Baars, M. Bayer, A. Larionov, A. Forchel. Coherent and incoherent polaritonic gain in a planar semiconductor microcavity. *Phys. Rev. B*, 62, 13 076,2000.
- [37] J. Erland, V. Mizeikis, W. Langbein, J. Jensen, N. Mortensen, J. Hvam. Seeding of polariton stimulation in a homogeneously broadened microcavity. *Physica Status Solidi B*, 221, 115, 2000.
- [38] M. Saba, C. Ciuti, J. Bloch, V. Thierry-Mieg, R. Andre, L. S. Dang, S. Kundermann, A. Mura, G. Bongiovanni, J. L. Staehli, B. Deveaud. High-temperature ultrafast polariton parametric amplification in semiconductor microcavities. *Nature*, 414, 731, 2001.
- [39] C. Diederichs, J. Tignon, G. Dasbach, C. Ciuti, A. Lamaitre, J. Bloch, P. Roussignol, C. Delalande. Parametric oscillation in vertical triple microcavities. *Nature*, 440, 904, 2006.
- [40] J. Kasprzak, M. Richard, S. Kundermann, A. Baas, P. Jeambrun, J. Keeling, F. Marchetti et al.. Bose-Einstein condensation of exciton polaritons. *Nature*, 443:409414, 2006.
- [41] P. G. Savvidis, J. J. Baumberg, R. M. Stevenson, M. S. Skolnick, D. M. Whittaker and J. S. Roberts. Angle-Resonant Stimulated Polariton Amplifier. *Phys. Rev. Lett.* 84, 2000.
- [42] M. M. Glazov, M. A. Semina, E. Y. Sherman, and A. V. Kavokin. Spin noise of exciton polaritons in microcavities. *Phys. Rev. B* 88, 041309, 2013.
- [43] I. I. Ryzhov, M. M. Glazov, A. V. Kavokin, G. G. Kozlov, M. Aumann, P. Tsotsis, Z. Hatzopoulos et al.. Spin noise of a polariton laser. *Phys. Rev. B* 93, 241307, 2016.
- [44] В. С. Запаский, П. П. Феофилов. Развитие поляризационной магнитооптики парамагнитных кристаллов. *УФН*, 116, 1975.

- [45] Е. А. Протасов. Основы магнитооптики: Учебное пособие. - М.:НИЯУ МИФИ, 2009.
- [46] В. М. Агранович, В. Л. Гинзбург. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теории экситонов. М., 1979.
- [47] В. М. Gorbovitskii, V. I. Perel. Aleksandrov and Zapasskii experiment and the Raman effect. Optics and Spectroscopy, 53. 1983.
- [48] Е. Б. Александров, В. С. Запасский. О фотонах и спинах. Изд-во С.-Петерб. ун-та, 2009.
- [49] A. J. Legget. Quantum Liquids: Bose Condensation and Cooper Pairing in Condensed Matter Systems. Oxford U. Press, N.Y., 2006.
- [50] L. Pitaevskii, S. Stringari. Bose-Einstein Condensation. Oxford U. Press, N.Y., 2003.
- [51] H. Deng, G. Weihs, C. Santori, J. Bloch, and Y. Yamamoto. Condensation of semiconductor microcavity exciton polaritons. Science, 298:199 202, October 2002.
- [52] A. Kavokin, J. Baumberg, G. Malpuech, and F. Laussy, Microcavities. Oxford University Press, Oxford, UK, 2011.
- [53] V. B. Timoffeev. Bose condensation of exciton polaritons in microcavities. Semiconductors, Vol. 46, Issue 7, 2012.
- [54] R. I. Dzhioev, K. V. Kavokin, V. L. Korenev, M. V. Lazarev, B. Ya. Meltser, M. N. Stepanova, B. P. Zakharchenya, et al. . Low-temperature spin relaxation in n-type GaAs. Phys. Rev. B 66, 245204, 2002.
- [55] J. M. Kikkawa and D. D. Awschalom. Resonant spin amplification in n-type gaas. Phys. Rev. Lett. 80, 1998.
- [56] M. Romer, H. Bernien, G. Muller, D. Schuh, J. Hubner, and M. Oestreich. Electron-spin relaxation in bulk gaas for doping densities close to the metal-to-insulator transition. Phys. Rev. B 81, 075216, 2010.
- [57] H. R. Carleton and W. T. Maloney. A Balanced Optical Heterodyne Detector. Applied Optics Vol. 7, Issue 6, 1968.
- [58] С. В. Полтавцев. Лазерная спектроскопия и когерентная оптическая динамика 2D-экситонных зеркал на основе AlGaAs структур с изолированными GaAs квантовыми ямами: дис. на к. ф.-м. наук. СПб, 2009.
- [59] M. Kotur, R. I. Dzhioev, K. V. Kavokin, V. L. Korenev, B. R. Namozov, P. E. Pak, Yu. G. Kusrayev. Nuclear Spin relaxation mediated by Fermi-edge electrons in n-type GaAs. JETP Letters, 99, 1, 2014.